

УДК 532.51.013.4:536.25

© 1994 г. Р. В. БИРИХ, В. А. БРИСКМАН, А. Л. ЗУЕВ,
В. И. ЧЕРНАТЫНСКИЙ, В. И. ЯКУШИН

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ТЕРМОВИБРАЦИОННОГО И ТЕРМОКАПИЛЛЯРНОГО МЕХАНИЗМОВ КОНВЕКЦИИ

Рассмотрена тепловая конвекция в невесомости, вызванная совместным действием термокапиллярных сил и вибраций. В высокочастотном приближении термовибрационные силы записаны для случая, когда изотермическое перемешивание жидкости несущественно. Приводится обзор работ авторов и новые результаты исследования влияния вибраций на термокапиллярную неустойчивость равновесия, численного моделирования тепломассообмена в открытых полостях, эксперимента по вибрационному подавлению деформаций поверхности. Обсуждаются перспективы технического применения полученных результатов.

Переменные силы инерции, в частности вызванные вибрациями, и термокапиллярные силы являются главными причинами тепломассообмена в жидкостях в условиях реальной невесомости на космических аппаратах. Действию каждого из этих факторов в отдельности посвящена обширная литература. Вибрации могут вызывать осциллирующие течения и понижать устойчивость, в частности возбуждать параметрический резонанс [1]. С другой стороны, высокочастотные вибрации могут оказывать стабилизирующее влияние, предотвращать наступление конвективной неустойчивости Рэлея—Бенара [2, 3] или неустойчивостей Рэлея—Тейлора и Кельвина—Гельмгольца на поверхностях раздела [4—7].

Что касается термокапиллярной конвекции, опоянем только задачи, имеющие отношение к тем, которые рассматриваются в настоящей статье: Марангониевая неустойчивость равновесия [8—10] и различные термокапиллярные течения с продольным градиентом температуры [11—16].

До недавнего времени, однако, не было предпринято исследований взаимодействия вибрационного и термокапиллярного механизмов конвекции. Между тем проблема вибрационно-термокапиллярной конвекции и устойчивости представляет интерес, связанный с тем, что взаимодействие указанных факторов, как показали уже первые исследования [17—24], не сводится к суперпозиции и дает нетривиальные результаты.

Главными целями предпринятых авторами настоящей статьи исследований было выявить существование специфических вибрационно-термокапиллярных явлений, возникающих при совместном действии двух сил — средней по времени объемной термовибрационной силы и термокапиллярной силы на неизотермической поверхности жидкости, а также установить принципиальную возможность управления термокапиллярной конвекцией с помощью высокочастотных вибраций. В связи с этим не рассматривались случаи, в которых вследствие особой геометрии полостей с жидкостью или неоднородности вибраций уже в отсутствие подогрева возникают осредненные силы изотермической природы. Иными словами, изучались задачи, в которых в изотермической постановке можно считать жидкость движущейся как целое вместе с вибрирующим сосудом. Кроме того, предполагалось, что можно пренебречь деформациями свободной поверхности, вызванными как вибрациями, так и термокапиллярной конвекцией.

В настоящей статье приводится формулировка проблемы высокочастотной

вибрационно-термокапиллярной конвекции и краткий обзор некоторых результатов работ [17—24]. Более подробно описаны новые результаты: Марангониевская неустойчивость равновесия плоского слоя под действием поперечных вибраций при иных граничных условиях, чем в [17, 18], и влияние термокапиллярной силы на устойчивость термовибрационной конвекции в квадратной полости. Приведены результаты эксперимента [19] по вибрационному подавлению деформации поверхности жидкости.

1. Уравнения и граничные условия для высокочастотной вибрационно-термокапиллярной конвекции. Рассмотрим полость, частично заполненную неоднородно нагретой несжимаемой жидкостью со свободной поверхностью, которая находится в невесомости и совершает гармонические колебания с частотой ω и амплитудой смещения b в направлении вектора \mathbf{n} . Будем предполагать геометрию сосуда и вибрации такими, что в отсутствие подогрева жидкость может двигаться вместе с сосудом как целое. В системе отсчета, связанной с колеблющейся полостью, уравнения теплопереноса получаются из обычных уравнений конвекции в приближении Буссинеска заменой статического ускорения силы тяжести g на вибрационное ускорение $b\omega^2 \cos \omega t$. Будем считать, что частота вибраций достаточно высока, т. е. период колебаний поля тяжести существенно меньше всех характерных гидродинамических масштабов времени: $t_h \gg 1/\omega$.

При этом следует помнить, что кроме этого ограничения частоты снизу существует также ограничение и сверху, связанное с использованием предположения о несжимаемости жидкости.

В приближении $t_h \gg 1/\omega$ естественно разделить движения на быструю (пульсации) и медленную компоненты: $\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 + \mathbf{v}_1$, $T = T_0 + T_1$, $p = p_0 + p_1$, а затем, воспользовавшись методом осреднения, получить замкнутую систему уравнений для осредненных компонент полей температуры, скорости и давления [2, 25]

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \frac{1}{\text{Pr}} (\mathbf{v} \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \Delta \mathbf{v} + R_\nu (\mathbf{w} \nabla) (T \mathbf{n} - \mathbf{w}) \quad (1.1)$$

$$\text{Pr} \frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{v} \nabla) T = \Delta T$$

$$\text{div } \mathbf{v} = 0, \quad \text{div } \mathbf{w} = 0, \quad \text{rot } (T \mathbf{n} - \mathbf{w}) = 0, \quad R_\nu = \frac{(\beta \Theta b \omega h)^2}{\nu \chi}, \quad \text{Pr} = \frac{\nu}{\chi}$$

В качестве единиц измерения расстояния, времени, скорости, температуры и давления выбраны здесь соответственно величины h , h^2/ν , χ/h , Θ и $\rho \nu \chi / h^2$, где ρ , ν и χ — плотность, кинематическая вязкость и температуропроводность жидкости, Θ — разность температур между границами слоя, индексы здесь и далее опущены. Векторное поле $T_0 \mathbf{n}$ разделено на бездивергентное и безвихревое слагаемые: $T_0 \mathbf{n} = \mathbf{w} + \nabla \varphi$, где $\text{div } \mathbf{w} = 0$; бездивергентное векторное поле \mathbf{w} фактически является амплитудой пульсационной составляющей поля скорости.

Уравнения (1.1) содержат два безразмерных параметра: число Прандтля Pr и вибрационный параметр R_ν — аналог числа Рэлея.

Перейдем теперь к формулировке граничных условий. Поскольку пульсации скорости подчиняются уравнениям, в которых отсутствуют диссипативные члены [25], на твердых участках границы достаточно потребовать обращения в нуль нормальной компоненты пульсационной скорости. Скорость осредненного течения на твердых границах следует положить равной нулю.

Условия на свободной поверхности жидкости определяются моделью поверхности. Можно рассмотреть две предельные ситуации: 1) поверхностное натяжение жидкости не позволяет поверхности деформироваться и под влиянием возникающего градиента давления жидкость двигается вдоль поверхности; 2) пульсационная компонента деформирует поверхность, оставляя давление постоянным вдоль поверхности жидкости. В первой модели нужно принять равной нулю нормальную

компоненту амплитуды пульсационной скорости, в то время как во второй — касательную компоненту. Для осредненной компоненты скорости, характеризующейся другими временами, может быть принята своя модель свободной поверхности.

Будем предполагать свободную поверхность недеформируемой для осредненного течения, тогда нормальная компонента скорости должна обращаться на ней в нуль. На свободной поверхности должны выполняться требования баланса всех напряжений. Поскольку поверхностное натяжение предполагается зависящим от температуры, на свободной поверхности должны появляться тангенциальные термокапиллярные силы. Последние могут уравниваться только вязкими напряжениями, однако в принятом приближении идеальной жидкости для пульсационной компоненты термокапиллярные силы не влияют непосредственно на пульсационные скорости. Будем считать, что граничные условия не содержат нелинейных членов, в частности ограничимся рассмотрением линейной зависимости коэффициента поверхностного натяжения от температуры: $\sigma(T) = \sigma_0 - \sigma_1(T - T_0)$. Тогда осреднение граничных условий по «быстрому» времени дает очевидные результаты и условия для осредненных полей не отличаются по форме от обычных. В выражение для баланса тангенциальных сил войдет еще один безразмерный критерий — число Марангони $Ma = \Theta \sigma_1 h / \eta \chi$, где $\eta = \nu \rho$.

Принципиальная новизна поставленной здесь проблемы заключается в том, что в рассмотрение включены термокапиллярные поверхностные силы.

К настоящему времени в рамках поставленной проблемы рассмотрены типичные задачи: влияние вибраций на термокапиллярную неустойчивость равновесия [17, 18]; вибрационно-термокапиллярные течения в слоях жидкости [17, 20]; конвекция в ограниченных областях, включая устойчивость вибрационно-конвективного движения [23, 24]; численное моделирование управляющего воздействия на тепломассообмен в жидкой зоне [21, 22].

В работах [17, 20] исследованы течения в плоском и цилиндрическом слоях со свободными недеформируемыми поверхностями при продольном градиенте температуры в предположении, что слои как целое совершают гармонические колебательные движения (вибрации). Показано, что существуют точные решения задачи, описывающие параллельные течения. Продольные вибрации деформируют профиль скорости: с ростом вибрационного параметра течение вытесняется в пограничные слои.

Влияние продольных вибраций на термокапиллярную конвекцию в модели «жидкой зоны», представляющей собой короткий цилиндр, окруженный посередине кольцевым нагревателем, рассмотрено в [21] и авторами в [22]. В рамках сформулированных выше предположений в [21, 22] показано, что при нормальном термокапиллярном эффекте ($\sigma_1 > 0$) термовибрационный и термокапиллярный механизмы противодействуют друг другу, создавая возможность управления интенсивностью тепломассообмена в технологическом процессе зонной плавки.

Следует заметить, что структура осредненных уравнений и их решения сильно зависят от граничных условий для пульсационной компоненты на свободной поверхности [26]. Это обстоятельство должно быть учтено при сравнении результатов расчетов с экспериментом.

2. Марангони-неустойчивость равновесия плоского слоя жидкости, совершающего высокочастотные вибрации. Рассмотрим находящийся в невесомости слой жидкости толщиной h , поверхности которого имеют постоянные вдоль поверхности, но разные температуры, причем одна из них (более холодная) свободна. Слой совершает высокочастотные гармонические колебания вдоль вектора \mathbf{n} , перпендикулярного граничным поверхностям. Пусть коэффициент поверхностного натяжения на свободной границе слоя зависит от температуры. Такая задача обладает очевидным равновесным решением, описывающим состоя-

ние, в котором осредненное движение и пульсации отсутствуют, а температура распределена по линейному закону. Рассмотрим устойчивость такого состояния.

Сформулируем граничные условия для возмущений. Пусть система координат выбрана так, что ось z направлена вдоль вектора n (поперек слоя); $z = 0$ соответствует горячей, а $z = 1$ — холодной границе слоя. На твердой границе $z = 0$ нормальная компонента пульсационной скорости и обе компоненты скорости осредненного течения равны нулю. На свободной поверхности ($z = 1$) примем равной нулю нормальную компоненту осредненной скорости (недеформируемая поверхность) и касательную компоненту пульсационной скорости (для пульсационного движения поверхность легко деформируется). Альтернативная модель недеформируемой поверхности для пульсаций рассмотрена ранее в [17].

На границе ($z = 1$) будем считать, что плотность дополнительного теплового потока с поверхности пропорциональна возмущению температуры. На твердой границе рассмотрим два варианта условий: a — граница теплоизолирована для возмущений и b — возмущения температуры на границе исчезают.

Линеаризовав уравнения (1.1) около равновесия и введя для характеристики отклонения температуры от равновесного значения переменную $T' = T - (-z) = T + z$, исключим горизонтальные компоненты скоростей и давление и воспользуемся методом нормальных возмущений.

Пусть $v(z)$, $w(z)$ и $\tau(z)$ — амплитуды возмущений, λ — инкремент возмущений, а волновые числа k_1 и k_2 характеризуют периодичность возмущений вдоль направлений x и y . Для нахождения значений параметров, при которых имеются монотонные нейтральные — не затухающие и не нарастающие возмущения, положим $\lambda = 0$ и стандартным способом получим систему дифференциальных уравнений для амплитуд и соответствующих граничных условий

$$v^{IV} - 2k^2v'' + k^4v + R_\nu k^2w = 0$$

$$\tau'' - k^2\tau + v = 0, \quad w'' - k^2w + k^2\tau = 0, \quad k^2 = k_1^2 + k_2^2 \quad (2.1)$$

$$z = 0: v = 0, \quad w = 0, \quad v' = 0, \quad a) \tau' = 0, \quad b) \tau = 0 \quad (2.2)$$

$$z = 1: v = 0, \quad w' = 0, \quad v' = -Ma k^2\tau, \quad \tau' = -Bi \tau \quad (2.3)$$

где штрихом обозначено дифференцирование по z , Bi — число Био.

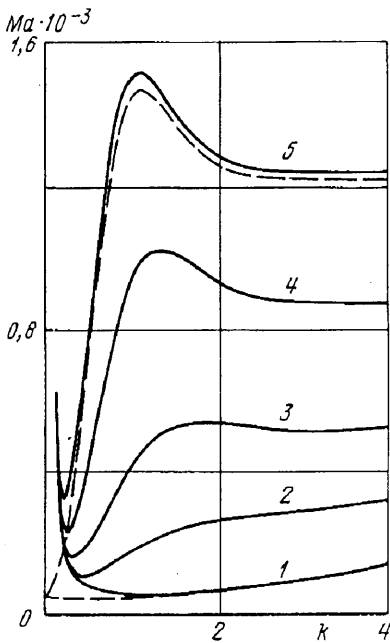
В случае теплоизолированных границ слоя краевая задача (2.1)—(2.3) имеет решение с $k = 0$. Критическое число Марангони при $k = 0$ не зависит от интенсивности вибраций, его значение в окрестности $k = 0$ может быть получено методом теории возмущений и равно $Ma = 48(1 + k^2(616 + R_\nu)/840 + \dots)$.

Для конечных значений k четыре линейно независимых решения системы (2.1), удовлетворяющие граничным условиям (2.2), строились численно методом Рунге—Кутты—Мерсона. Из граничных условий (2.3) определялось значение числа Марангони при фиксированных значениях других параметров краевой задачи (2.1)—(2.3), при котором существует ее нетривиальное решение.

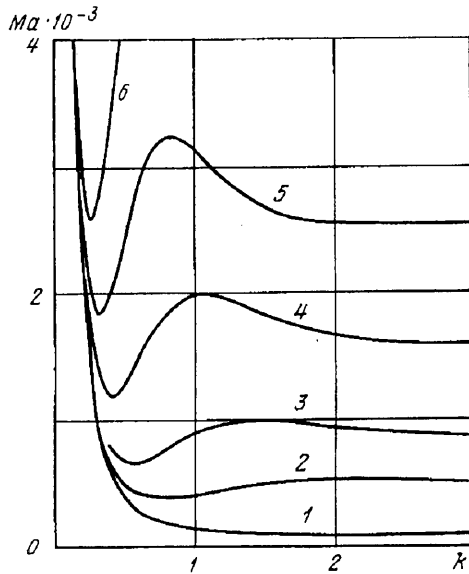
Нейтральные кривые устойчивости равновесия в случае теплоизолированной твердой границы слоя и $Bi = 0,1$ для нескольких значений вибрационного числа Рэлея R_ν приведены на фиг. 1. Кривая 1 соответствует случаю неустойчивости Марангони в отсутствие вибраций, кривые 2—5 — значениям $R_\nu = 3 \cdot 10^3, 10^4, 3 \cdot 10^4$ и $6 \cdot 10^4$. Штриховые линии соответствуют $Bi = 0$. Область нарастающих возмущений лежит выше кривой заданного значения R_ν .

Для теплоизолированной свободной границы наиболее опасны возмущения с $k = 0$, в то время как при $Bi \neq 0$ линия $k = 0$ является асимптотой нейтральных кривых и наиболее опасное возмущение имеет конечную длину волны. Вибрационное воздействие особенно сильно стабилизирует равновесие относительно возмущений с волновым числом $k \sim 1$. Повышенная стабилизация при $k \sim 1$ наблюдается и для других температурных условий.

Влияние вибраций на конвективную неустойчивость Марангони в слое,



Фиг. 1



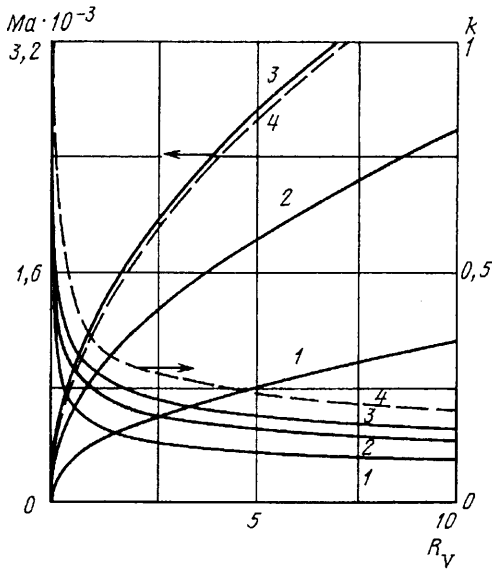
Фиг. 2

ограниченном изотермической твердой границей, иллюстрирует фиг. 2 (кривые 1—6 — $R_V = 0, 10^4, 3 \cdot 10^4, 10^5, 2,4 \cdot 10^5$ и $4,8 \cdot 10^4$). Вибрации практически не оказывают влияния на длинноволновые возмущения, а максимальная стабилизация имеет место также для $k \sim 1$.

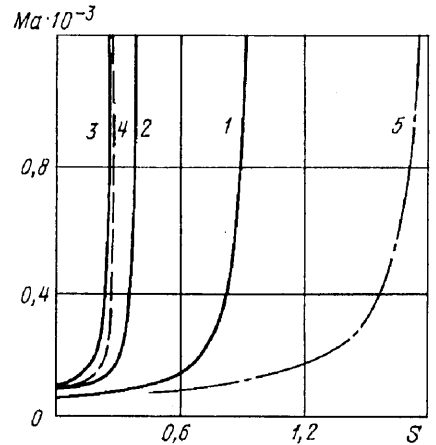
Карта устойчивости на плоскости Ma_* , R_V относительно наиболее опасных возмущений для разных условий теплоотдачи приведена на фиг. 3. Здесь же показаны значения соответствующих волновых чисел. Сплошными линиями изображены границы устойчивости для слоя с адиабатической твердой границей (кривые 1, 2, 3 — $Bi = 0,1, 0,5, 1$), штриховыми линиями — для слоя с изотермической твердой границей и $Bi = 0$. Для каждого случая область неустойчивости лежит выше соответствующей кривой. С ростом числа Био, т. е. с увеличением теплопроводящих свойств свободной поверхности, термокапиллярный эффект затрудняется и граница области неустойчивости сдвигается в сторону больших значений числа Марангони.

Приведенные результаты показывают, что рост числа Марангони оказывает на равновесие дестабилизирующее влияние, связанное с ростом термокапиллярной силы. Наоборот, рост вибрационного числа Рэлея стабилизирует равновесие. Однако число R_V содержит как параметры вибраций, так и градиент температуры. Поэтому для выделения чисто вибрационного влияния на устойчивость введем вибрационный безразмерный параметр $S = (R_V)^{1/2} / Ma$. Последний не содержит градиента температуры и представляет собой безразмерную скорость вибраций ($b\omega$). Карта устойчивости в переменных Ma_* , S приведена на фиг. 4. Нумерация кривых 1—4 соответствует фиг. 3. Область неустойчивости лежит выше и левее кривых с заданным значением числа Bi .

Как видно из поведения нейтральных кривых, в плоскости Ma_* , S существуют такие характерные значения S_* , при достижении которых равновесие становится абсолютно устойчивым при сколько угодно больших подогревах (сколько угодно больших значениях Ma). Это означает, что, начиная с таких S_* , «стабилизирующий вклад» растущего градиента температуры в число Рэлея становится преобладающим над «дестабилизирующим вкладом» в число Марангони. Таким



Фиг. 3



Фиг. 4

образом высокочастотные вибрации, нормальные к свободной поверхности, оказывают сильное стабилизирующее влияние на устойчивость равновесия слоя неизотермической жидкости. При достаточно большой скорости вибраций развитие термокапиллярной неустойчивости (Марангони-неустойчивости) может быть предотвращено. Тем самым повышена максимально допустимая разность температур, при которой в слое еще не возникает осредненное течение.

Эти выводы согласуются с результатами работы [17], полученными при условии обращения в нуль нормальной составляющей пульсационной скорости на свободной границе. Для количественного сопоставления результатов на фиг. 4 приведена граница устойчивости из [17] (кривая 5), соответствующая кривой 1.

3. Вибрационно-термокапиллярное течение в квадратной области. Уравнения и граничные условия. Рассмотрим конвективное течение в квадратной полости, вызванное термокапиллярными и вибрационными силами. Пусть полость вместе с жидкостью совершает высокочастотные гармонические колебания с амплитудой b и частотой ω в направлении n , перпендикулярном свободной поверхности. Боковые границы $x = 0$ и $x = h$ поддерживаются при постоянных температурах T_1 и $T_2 > T_1$, граница $z = 0$ является теплоизолированной. Граница $z = h$ предполагается свободной и недеформируемой с коэффициентом поверхностного натяжения, линейно зависящим от температуры: $\sigma = \sigma_0 - \sigma_1 T$. Кроме того, предполагается, что на свободной границе происходит теплоотдача по закону Ньютона: $-\chi \partial T / \partial z = \alpha (T - T_0)$, где χ и α — коэффициенты теплопроводности и теплоотдачи, T_0 — температура внешней среды. Общие уравнения вибрационно-термокапиллярной конвекции в высокочастотном приближении (1.1) для рассматриваемого здесь двумерного случая удобно записать в следующем виде:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + D(\psi, \zeta) + Gr \cdot D\left(\frac{\partial F}{\partial x}, T\right) = \Delta \zeta, \quad \Delta \psi = -\zeta$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + D(\psi, T) = \frac{\Delta T}{Pr}, \quad \Delta F = -\frac{\partial T}{\partial x} \quad (3.1)$$

$$\Delta \equiv \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}, \quad D(f, g) \equiv \frac{\partial f}{\partial z} \cdot \frac{\partial g}{\partial x} - \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial g}{\partial z}$$

$$Gr = (\beta b \omega (T_2 - T_1) h)^2 / 8 \nu^2$$

Здесь ψ и ζ — функции тока и вихрь осредненного конвективного течения, F — функция тока амплитуды пульсационной скорости (соленоидальной части вектора Tn). Уравнение (3.1) записано в безразмерной форме и в качестве единиц измерения расстояния, времени, функции тока и температуры взяты соответственно h , h^2/ν , ν и $(T_2 - T_1)/2$, Gr — вибрационное число Грасгофа.

К системе уравнений (3.1) необходимо добавить граничные условия

$$x = 0: \psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, T = -1, F = 0; x = 1: \psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0, T = 1, F = 0 \quad (3.2)$$

$$z = 0: \psi = \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0, \frac{\partial T}{\partial z} = 0, F = 0; z = 1: \psi = 0, \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -M \frac{\partial T}{\partial x}$$

$$\frac{\partial T}{\partial z} = -Bi (T - T_a), F = 0; M = \sigma_1 (T_2 - T_1) \frac{h}{2\rho\nu^2}, Bi = \frac{\alpha h}{\kappa}$$

При формулировке граничного условия на свободной поверхности предполагалось, что она остается недеформируемой как для осредненного движения так и для пульсаций.

Граничные условия содержат три параметра задачи: модифицированное число Марангони M , число Био Bi и температуру внешней среды T_a .

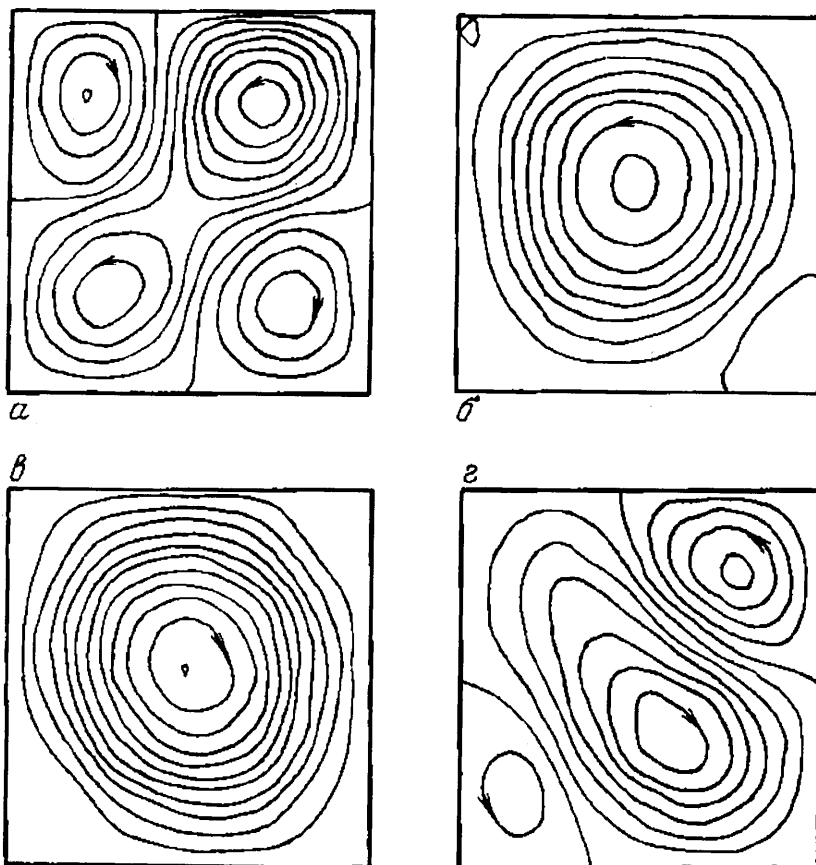
Таким образом, красная задача (3.1), (3.2) характеризуется пятью параметрами. Из них два параметра: Gr и M , описывают интенсивность силового воздействия на конвективную ячейку, два других — число Био и T_a — описывают характер теплообмена конвективной ячейки с окружающей средой через свободную поверхность. При симметричном теплообмене ($T_a = 0$) вибрационная сила вызывает симметричное относительно средней вертикальной плоскости воздействие. В других случаях вибрационная сила обладает асимметрией и генерирует конвективное течение с тем или иным преимущественным вращением [24].

Решение задачи (3.1), (3.2) было получено конечно-разностным методом. Использовалась неявная схема переменных направлений, стационарное решение получалось методом установления. Большинство вычислений было проведено на равномерной сетке с шагом $1/20$. Число Прандтля равнялось $0,03$.

Рассмотрим конвективное течение в отсутствие термокапиллярного эффекта. В этом случае задача является антисимметричной для функций ψ , ζ и T относительно плоскости, проходящей через середину полости вдоль направления вибраций.

Конвективное течение, возбуждаемое при малых значениях Gr , имеет четырехвихревую структуру с более интенсивными вихрями у свободной поверхности. С увеличением вибрационного числа Грасгофа до некоторого значения Gr^* происходит постепенное увеличение интенсивности течения без изменения его симметрии.

При $Gr > Gr^*$ движение трансформируется в одновихревое течение (с двумя слабыми сателлитами в углах полости). Направление вращения определяется случайными причинами, т. е. при $Gr = Gr^*$ происходит симметричная бифуркация. Сразу за точкой бифуркации устанавливается режим, подобный изображенному на фиг. 5,а. За точкой бифуркации в численном эксперименте удается также получить движение с добифуркационной четырехвихревой структурой. Это связано, по-видимому, с малым значением инкремента возмущений, разрушающих четырехвихревое движение в окрестности критической точки. Время установления одновихревого режима вблизи точки бифуркации на порядок больше времени установления стационарных состояний при других параметрах задачи. Развитый режим одновихревого течения, рождающийся при симметричной бифуркации, показан на фиг. 5,б. Интенсивность вихревого движения и величина Gr^* зависят

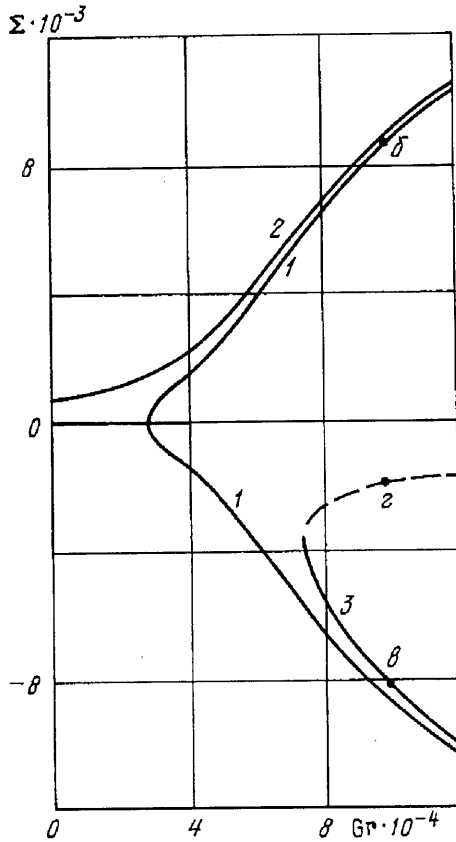


Фиг. 5

от числа Био. Так, для $Bi = 1$ число $Gr^* = 2 \cdot 10^4$, а при $Bi = 10$ $Gr^* = 4 \cdot 10^4$, интенсивность вихрей убывает с ростом числа Био.

Симметрия задачи допускает существование решений при $Gr > Gr^*$ как с положительным (течение жидкости против часовой стрелки), так и с отрицательным вихрем одинаковой интенсивности. Наличие вращательной асимметрии течения удобно описывать с помощью параметра Σ , определенного как сумма значений функции тока во всех узлах сетки. Эта интегральная характеристика течения определяет величину асимметрии правого и левого вращений и обращается в нуль, если они представлены одинаково. Изменение Σ при симметричных граничных условиях показано на фиг. 6 (кривая 1). Изменение структуры конвективного течения в точке Gr^* следует рассматривать как мягкую неустойчивость.

Полученный результат можно интерпретировать аналогично [27]. В замкнутой круговой полости, совершающей колебания в направлении, перпендикулярном градиенту температуры, возможно квазиравновесие, т. е. состояние, в котором осредненное по высокочастотным пульсациям движение отсутствует. Поэтому можно считать, что слабое четырехвихревое конвективное течение в квадратной области при малых Gr существует из-за отклонения формы полости от круговой. С ростом Gr в круговой полости с твердыми границами при некотором Gr^* наблюдается вилокобразная бифуркация, в результате которой возникают два устойчивых одновихревых конвективных режима. Эта точка бифуркации наблю-

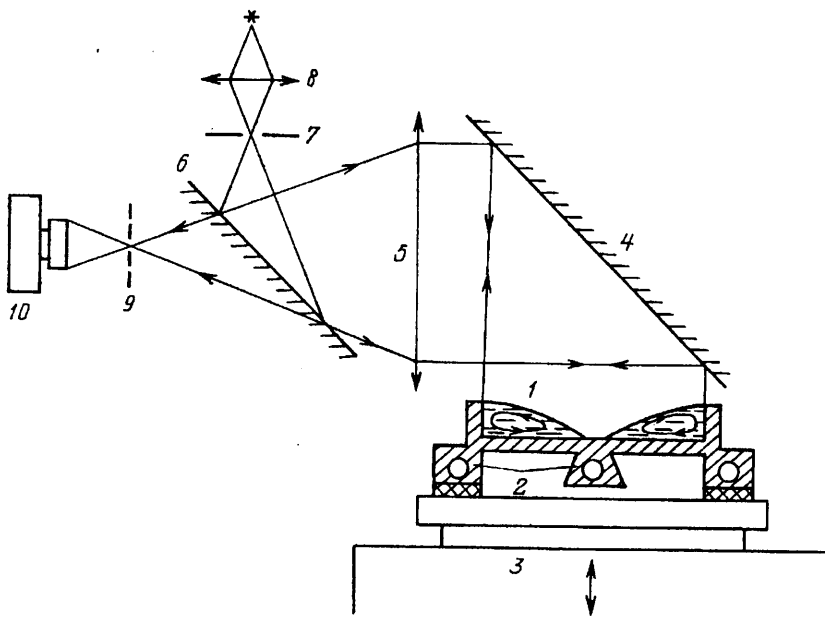


Фиг. 6

дается в исследованной задаче как точка, в которой теряет устойчивость симметричный относительно вертикальной оси четырехвихревой режим.

Вибрационно-термокапиллярная конвекция. Для развитой вибрационной конвекции конвекция Марангони может рассматриваться как причина, нарушающая симметрию задачи и разрушающая вилочную бифуркацию при симметричной теплоотдаче. Влияние термокапиллярной силы на структуру виброконвективного течения до точки бифуркации показано на фиг. 5,а, на которой изображены линии тока при $Gr = 2 \cdot 10^4$ и $M = 25$. На фиг. 6 показано изменение бифуркационной кривой 1 из-за присутствия эффекта Марангони. Такого рода неидеальные бифуркации, связанные со слабым нарушением симметрии задачи, возникают в различных физических явлениях, в том числе и в задачах термогравитационной конвекции [28—29]. В режиме, представленном кривой 2, термокапиллярная конвекция формирует преимущественное направление вращения жидкости. Амплитуда этого движения резко возрастает после прохождения точки неустойчивости. Развитое движение для этого режима при $Gr = 10^5$ и $Ma = 400$ практически совпадает с представленным на фиг. 5,б. При $Gr \gg 1$ существует изолированный стационарный режим (кривая 3), в котором направление термокапиллярной силы противоположно направлению вращения вихря, сгенерированного вибрационными силами за точкой бифуркации. Структура течения на устойчивой ветви этого режима показана на фиг. 5,в, а на неустойчивой — на фиг. 5,г для названных выше значений параметров.

В зависимости от величины соотношения между осредненной массовой силой и термокапиллярной силой могут возникать движения, сильно различающиеся



Фиг. 7

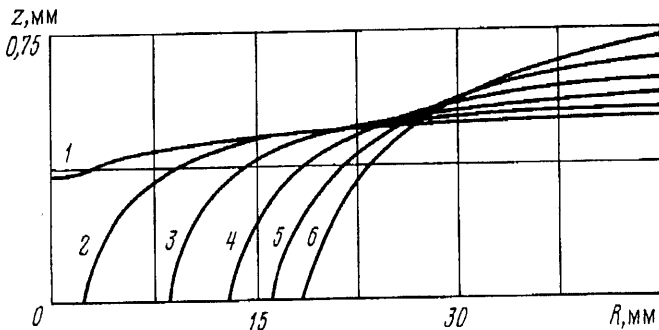
по интенсивности и структуре. Такая особенность конвекции в рассматриваемой задаче связана с наличием бифуркации решения при Gr^* .

Эффект Марангони можно рассматривать как причину, разрушающую симметричную бифуркацию квазиравновесного решения. Положительный эффект Марангони всегда генерирует движение жидкости у свободной поверхности от горячей стенки к холодной и при рассмотренных в работе граничных условиях для температуры оказывается выделенным вращение жидкости против часовой стрелки.

4. Воздействие вибрации на деформацию слоя жидкости, вызванную термокапиллярной конвекцией (эксперимент). В наземных условиях термогравитационная конвекция обычно преобладает над термокапиллярной. Поэтому для экспериментального исследования термокапиллярных явлений в «чистом виде» используют специальные приемы: применяют воду при температурах, близких к $4^\circ C$, когда эффекты плавучести слабы [30, 31], или уменьшают размеры полости, занятой жидкостью [13—15, 32]. В последнем случае числа Рэлея уменьшаются быстрее, чем числа Марангони, вследствие различной зависимости этих безразмерных параметров от геометрических размеров и, например, в горизонтальных слоях обычных жидкостей толщиной менее 3 мм доминирует уже термокапиллярный механизм тепломассопереноса. В еще более тонких слоях (менее 1 мм) при продольном градиенте температуры становится заметной деформация поверхности жидкости, вызванная термокапиллярной конвекцией [13—16]. Действие поперечных к слою вибраций на такую деформацию описано ниже.

Этот эксперимент представляет собой пример ситуации, в которой в отличие от описанных выше проявляется изотермический вибрационный эффект.

Экспериментальная установка (фиг. 7). Тонкий слой жидкости 1 с верхней свободной поверхностью был расположен в цилиндрической металлической чювете диаметром 90 мм. Объем наливаемой жидкости дозировался с точностью 1 мм^3 , что позволяло варьировать толщину слоя с точностью 0,02 мм. Слой жидкости подогревался в центре и охлаждался по периметру с помощью теплообменников 2, вследствие чего температура в жидкости уменьшалась от центра к краям чюветы по логарифмическому закону. Для предотвращения неравномерного испарения использовались жид-



Фиг. 8

кости с низким значением давления насыщенного пара — декан, ПМС-200, а максимальный перепад температуры между нагревателем и холодильником, измеряемый термопарами с точностью 0,1 К, не превышал 30 К. Кювета с жидкостью располагалась на платформе 3 вибростенда, совершающей вертикальные вибрации с частотой 10—1000 Гц и амплитудой 0—8 мм. Амплитуда измерялась оптическим катетометром с точностью 0,01 мм, частота — цифровым частотомером с точностью 0,1 Гц.

Рельеф поверхности регистрировался в отраженном свете короткофокусным теньвым прибором аналогично [14, 15]. Параллельный пучок света, сформированный объективами 8 и 5 с помощью диафрагмы 7 и полупрозрачного зеркала 6, после отражения от поверхности жидкости собирался тем же объективом 5 и попадал в фотоаппарат 10, сфокусированный на поверхности. С помощью концентрической решетки-диафрагмы 9 с шагом 0,5 мм, расположенной в фокальной плоскости фотоаппарата и объектива 5, получали фотографии изолиний угла наклона поверхности в диапазоне 10^{-1} — 10^{-3} рад. Двумя последовательными операциями графического интегрирования при условии сохранения известного первоначального объема жидкости определялось распределение локальной толщины слоя по радиусу.

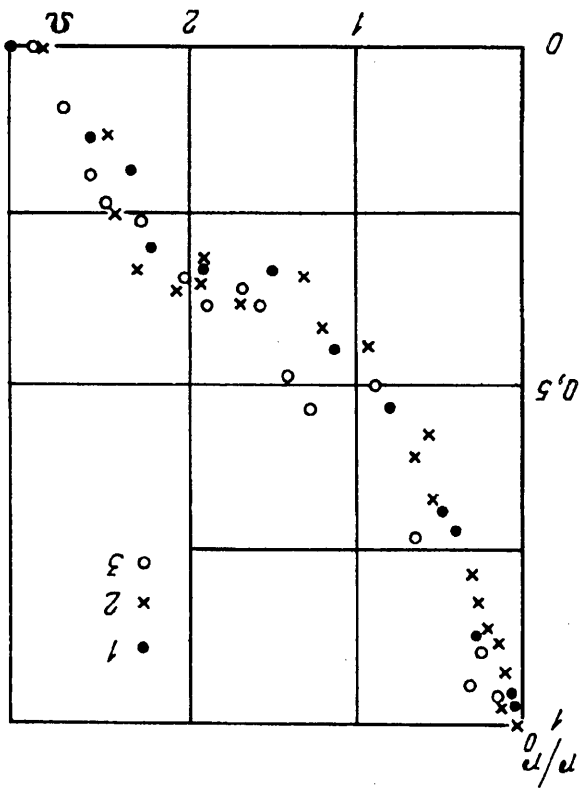
Зеркало-перископ 4 ориентировалось так, чтобы направление вибраций совпадало с оптической осью системы. Поскольку амплитуда вибраций мала по сравнению с фокусным расстоянием объектива 5, равным 250 мм, прибор позволял измерять рельеф поверхности жидкости в кювете, совершающей вертикальные колебания, при условии стационарности этого рельефа.

Результаты эксперимента и их обсуждение. В отсутствие вибраций, как показывают эксперимент на описанной установке и расчеты [13—16], под действием радиального градиента температуры вблизи поверхности возникает осесимметричное течение жидкости от центра к краям, а в придонных слоях — возвратное движение. Перераспределение давления, вызванное течением, и приводит к деформации поверхности. На фиг. 8 представлена измеренная зависимость локальной толщины слоя от радиуса, отсчитываемого от нагревателя, для слоя декана первоначальной толщины 0,5 мм при различных перепадах температуры ΔT (кривые 1—6: $\Delta T = 3,5; 6,1; 10,2; 16,1; 22,5; 30$ К). Как видно из графика, с ростом ΔT глубина слоя над холодными участками дна вблизи края кюветы растет, а над нагретыми в центре уменьшается и при определенном ΔT толщина слоя в центре становится равной нулю — наступает разрыв слоя.

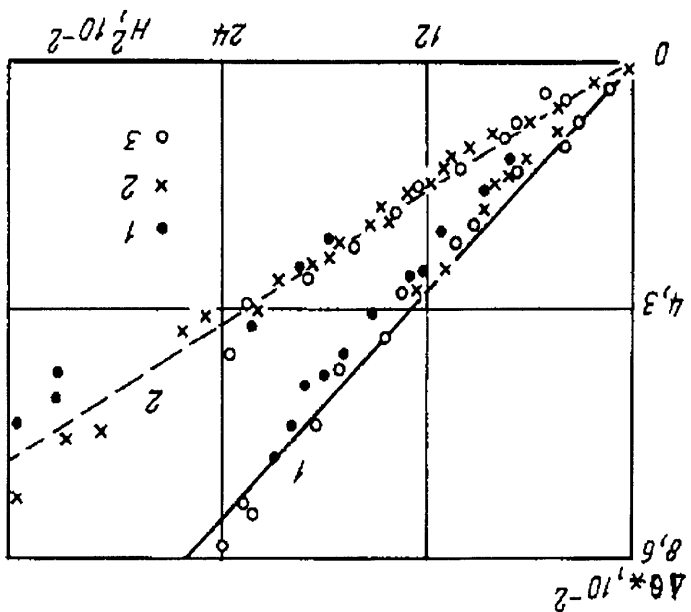
Критические значения безразмерного перепада температуры $\Delta\theta = \Delta T \sigma_1 / \sigma$, необходимого для разрыва слоя заданной первоначальной толщины H в различных жидкостях, представлены на фиг. 9 (1 — этанол, 2 — гептан, 3 — декан), в качестве единицы длины выбран капиллярный радиус, $h = H (\sigma_1 / \rho g)$. Как видно, разрыв цилиндрического слоя (линия 2) наступает при значительно меньших перепадах температуры, чем прямоугольного (кривая 1) [15]. При дальнейшем увеличении ΔT дно над нагревателем обнажается, а жидкость в кювете собирается в кольцевой слой, причем радиус r_0 «сухой зоны» монотонно растет.

Наблюдения показали, что нормальные вибрации приводят к подавлению термокапиллярной деформации — выравниванию (сглаживанию) поверхности и

Фиг. 10



Фиг. 9



сокращению радиуса r сухой зоны, который измерялся как функция амплитуды вибраций b при различных значениях частоты ω . При достаточно больших (критических) амплитудах вибраций неразрывность жидкого слоя восстанавливается. На фиг. 10 в качестве примера представлены отношения r/r_0 в зависимости от отношения вибрационного и гравитационного ускорения $\Omega = b \cdot 10^2 / g_0$ для случая $r_0 = 16$ мм при $\Delta T = 24$ К. Все экспериментальные точки, полученные на частотах 10, 20 и 40 Гц (точки 1, 2, 3 соответственно) и при разных амплитудах вибраций, укладываются на одну кривую. При увеличении вибрационного ускорения от нуля до значения $3g$ отношение r/r_0 уменьшается от единицы до нуля.

Таким образом, в пределах погрешности эксперимента восстановление сплошности слоя и все другие проявления воздействия вибраций на термокапиллярную деформацию поверхности зависят только от одной комбинации вибрационных параметров $b\omega^2$, т. е. от вибрационного ускорения, а не от вибрационной скорости, как это имеет место в задачах, описанных в разд. 2 и 3. Этот вывод подтверждается также результатами измерения критических значений амплитуды b_* и частоты ω_* вибраций, при которых слой восстанавливается. В координатах b_* , ω_* все экспериментальные точки хорошо ложатся на одну прямую линию, соответствующую постоянному значению вибрационного ускорения $(b\omega^2)_* = 794 \pm 4$.

Для интерпретации результатов эксперимента необходимо сделать два замечания. Вертикальные вибрации могут приводить к параметрическому резонансу — возникновению на поверхности жидкости — параметрических волн, так называемой «ряби Фарадея» [1]. Поскольку с ростом частоты пороговые значения скорости вибраций $(b\omega)_*$ для ряби Фарадея растут [5], а скорости, необходимые для подавления деформаций поверхности при постоянной величине виброускорения, падают, в диапазоне высоких частот существует возможность подавить деформации, но не возбудить параметрические волны. Такой эффект наблюдался, например, на жидкости ПМС-200 при частотах выше 200 Гц. Однако и в тех случаях, когда «рябь Фарадея» присутствовала (низкие частоты, маловязкие жидкости), этот побочный эффект не оказал качественного влияния на исследуемое явление.

Толщина слоя жидкости в эксперименте выбрана настолько малой, что термогравитационная конвекция была несущественна. По той же причине механизм влияния вибраций на термокапиллярную конвекцию, исследованный в разд. 1—3, в описанном опыте также практически не работал (малы значения вибрационного аналога числа Рэлея). Обнаруженное сильное воздействие вибраций на форму поверхности обусловлено, по-видимому, осредненной составляющей вибрационной архимедовой силы, которая действует аналогично силе тяжести и приводит к сглаживанию поверхности и подавлению других, связанных с этим эффектов.

Таким образом, термокапиллярная конвекция является одной из основных причин дефектов в материалах, получаемых в невесомости. Поэтому обнаруженная тенденция высокочастотных вибраций повышать устойчивость равновесия и подавлять различные проявления термокапиллярной конвекции свидетельствует о перспективности применения вибрационного воздействия на такие неизотермические процессы космической технологии, в которых участвуют жидкости со свободной поверхностью или поверхностями раздела.

Авторы благодарят М. Г. Веларде, Д. В. Любимова и Б. Ру за полезные дискуссии.

Настоящая работа была частично поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 94-01-01730).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стретт Дж. В. (лорд Рэлей). Теория звука. М.: Гостехиздат, 1955. Т. 2. 476 с.
2. Зеньковская С. М., Симоненко И. Б. О влиянии вибрации высокой частоты на возникновение конвекции // Изв. АН СССР. МЖГ. 1966. № 5. С. 51—55.
3. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
4. Wolf G. N. The dynamic stabilization of the Rayleigh-Taylor instability and the corresponding dynamic equilibrium // Z. Phys. 1969. V. 227. № 3. P. 291—300.
5. Брискман В. А. Параметрическая стабилизация границы раздела жидкостей // Докл. АН СССР. 1976. Т. 226. № 5. С. 1041—1044.
6. Безденежных Н. А., Брискман В. А., Пузанов Г. В. и др. О влиянии высокочастотных вибраций на устойчивость границы раздела жидкостей // Гидромеханика и теплообмен в невесомости. М.: Наука, 1982. С. 34—39.
7. Безденежных Н. А., Брискман В. А., Черепанов А. А., Шаров М. Т. Управление устойчивостью поверхности жидкости с помощью переменных полей // Гидромеханика и процессы переноса в невесомости. Свердловск: Изд-во УрО АН СССР, 1983. С. 37—56. (Fluid Mech.-Sov. Res., Scripta Technica, USA, 15/1. 1986. P. 11—32).
8. Pearson J. R. A. On convection cells induced by surface tension // J. Fluid Mech. 1958. V. 4. № 5. P. 489—500.
9. Nield D. A. Surface tension and buoyancy effects in cellular convection // J. Fluid Mech. 1964. V. 19. № 3. P. 341—352.
10. Birikh R. V., Briskman V. A., Rudakov R. V., Velarde M. G. Marangoni — Benard convective instability driven by a heated divider // Int. J. Heat Mass Transfer. 1994. V. 37. № 3. P. 493—498.
11. Левич В. Г. Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 699 с.
12. Бирих Р. В. О термокапиллярной конвекции в горизонтальном слое жидкости // ПМТФ. 1966. № 3. С. 69—72.
13. Пшеничников А. Ф., Токмнина Г. А. Деформация свободной поверхности жидкости термокапиллярным движением // Изв. АН СССР. МЖГ. 1983. № 3. С. 150—153.
14. Зуев А. Л., Пшеничников А. Ф. Деформация и разрыв пленки жидкости под действием термокапиллярной конвекции // ПМТФ. 1987. № 3. С. 90—95.
15. Братухин Ю. К., Брискман В. А., Зуев А. Л., Пшеничников А. Ф. Деформация поверхности и перемещение слоев и капель жидкости под действием термокапиллярных сил // Гидромеханика и теплообмен при получении материалов. М.: Наука, 1990. С. 273—281.
16. Briskman V. A., Zuev A. L., Lyubimova T. P., Nepomnyashchy A. A. Thermocapillary flows and deformations of the surface in the systems of fluid layers with longitudinal temperature gradient in microgravity // Microgravity Sci. and Technology. 1991. IV/2. P. 98—99. Microgravity Fluid Mechanics // Proc. IUTAM Symp. Berlin—Heidelberg: Springer-Verlag, 1992. P. 145—152.
17. Briskman V. A. Vibrational thermocapillary convection and stability // Hydromechanics and Heat/Mass Transfer in Microgravity. London: Gordon and Breach Sci. Publ., 1991. P. 111—119.
18. Briskman V. A., Zaks M. A., Zuev A. L. On the action of highfrequency vibrations on thermocapillary flow and stability // Abstr. 1st European Fluid Mech. Conf. EUROMECH, Cambridge, U. K., 1991.
19. Briskman V. A., Zuev A. L. Influence of different factors on the thermocapillary deformation of a thin liquid layer // Hydromechanics and Heat/Mass Transfer in Microgravity. London: Gordon and Breach Sci. Publ., 1992. P. 139—144.
20. Birikh R., Briskman V., Myznikov V. et al. Vibrational-thermocapillary parallel flows and stability // Proc. VIIIth European Symp. on Material and Fluid Sci. in Microgravity, Bruxelles, Belgium, 12—16 April, 1992. ESA, SP 333, 1992. P. 747—752. Microgravity Quarterly. 1992. V. II/4. P. 221—225.
21. Gershuini G. Z., Lyubimova T. P., Lyubimov D. V., Roux B. Coupled thermovibrational and thermocapillary convection in liquid bridge (floating zone system) // Proc. VIIIth European Symp. on Material and Fluid Sci. in Microgravity, Bruxelles, Belgium, 12—16 April 1992. ESA, SP 333, 1992. P. 117—122.
22. Birikh R. V., Briskman V. A., Chernatynsky V. I., Roux B. Control of thermocapillary convection in a liquid bridge by high-frequency vibrations // Microgravity Quarterly. 1993. V. III/1. P. 23—28.
23. Birikh R., Briskman V., Chernatynsky V. et al. Thermocapillary flows and stability in high-frequency G-jitter // Abstr. Intern. Workshop on G-jitter, Potsdam, USA, June 13—19, 1993. Proceedings — in press.

24. *Yakushin V., Birikh R., Briskman V., Roux B.* Instability of coupled thermovibrational and thermocapillary convection // Abstr. 2nd Liquid Matter Conf. Firenze, Italy, 18—22 September, 1993.
25. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Непомнящий А. А. Устойчивость конвективных течений. М.: Наука, 1989. 318 с.
26. Гершуни Г. З., Любимов Д. В., Любимова Т. П., Ру Б. Конвективные течения в цилиндрической жидкой зоне в высокочастотном вибрационном поле // Изв. РАН. МЖГ. 1994. № 5. С. 53—61.
27. Гершуни Г. З., Жуховицкий Е. М., Юрков Ю. С. Вибрационная тепловая конвекция в прямоугольной полости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1982. № 4. С. 94—99.
28. Чернатыйский В. И., Шлиомис М. И. Конвекция вблизи критических чисел Рэлея при почти вертикальном градиенте температуры // Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 1. С. 64—70.
29. Тарунин Е. Л. Конвекция в замкнутой полости, подогреваемой снизу, при нарушении условия равновесия // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 2. С. 203—207.
30. Братухин Ю. К., Евдокимова О. А., Пшеничников А. Ф. Движение газовых пузырей в неоднородно нагретой жидкости // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 5. С. 55—57.
31. Братухин Ю. К., Брисман В. А., Зуев А. Л. и др. Экспериментальное исследование термокапиллярного дрейфа пузырей газа в жидкости // Гидромеханика и тепломассообмен в невесомости. М.: Наука, 1982. С. 98—109.
32. Брисман В. А., Зуев А. Л. Наземное моделирование термокапиллярного дрейфа пузырей в условиях невесомости // Технологические эксперименты в невесомости. Свердловск: Изд-во УНЦ АН СССР, 1983. С. 95—100.

Пермь

Поступила в редакцию
15.II.1994